

单频激光干涉测振仪的非线性误差主动补偿法

张埔榛^{1,2**}, 吴军², 黄庚华^{1,2*}

¹中国科学院大学, 北京 100049;

²中国科学院上海技术物理研究所空间主动光电技术重点实验室, 上海 200083

摘要 为了提高单频激光干涉测振系统的测量精度,提出了一种基于伪极值的非线性误差实时主动补偿方法,该方法使用伪极值计算直流偏置误差和不等幅误差,通过矢量相位校正运算抑制非正交误差。实验结果表明:该方法降低了测量期间因激光器功率漂移、Abbe误差导致的正交信号椭圆轨迹螺旋化形变,以及因数字信号传输误码造成的异常数据对非线性误差补偿的影响。在搭建的单频激光干涉测振系统中,使用伪极值法结合矢量相位校正运算方法可将周期性剩余误差峰峰值降低至0.8 nm,比传统的极值法具有更好的非线性误差抑制效果,且该方法不需要复杂的运算,保持了良好的实时性。

关键词 测量; 单频激光干涉测振系统; 非线性误差补偿; 伪极值法; 纳米测量

中图分类号 TN247; TN958.98

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP55.081204

Active Compensation Method of Nonlinear Error in Homodyne Laser Interferometer for Vibration Measurement

Zhang Puzhen^{1,2**}, Wu Jun², Huang Genghua^{1,2*}

¹ University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

² Key Laboratory of Space Active Opto-Electronics Technology, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China

Abstract In order to improve the measurement precision of the homodyne laser interferometer for vibration measurement, we propose a real-time active nonlinear compensation method based on the pseudo-extremums. According to this method, the pseudo-extremums instead of the extremums are used to determinate the direct current (DC) offset and alternating current (AC) amplitude difference. Then the quadrature phase shift is suppressed by the operation for vector phase correction. Experimental results show that the method proposed can reduce the error caused by the bit error of digital signal transmission, laser power drift and Abbe error during measurement. Laser power drift and Abbe error make the elliptic trajectory of quadrature signals into a spiral shape. The peak-to-valley amplitude of residual error can be reduced to 0.8 nm by using the pseudo-extremums method with the operation for vector phase correction, which has a more effective suppression for nonlinear error than the conventional extremums method. Besides, the method proposed does not need complex calculation and remains good instantaneity.

Key words measurement; homodyne laser interferometer; compensation for nonlinear error; pseudo-extremums method; nanometer measurement

OCIS codes 120.3180; 120.2920; 120.5050

1 引言

单频激光干涉测振技术可以对目标表面的振动实现非接触式测量。与传统的振动测量技术相比,单

频激光干涉测振技术具有测量精度高、测量范围大及对待测振动表面无干扰等特点^[1],因而该技术已广泛应用于航天器微振动的地面测试^[2]、雷达目标识别^[3]、精密机械制造^[4]和材料探伤^[5]等领域。

收稿日期: 2018-02-05; 修回日期: 2018-03-21; 录用日期: 2018-03-28

基金项目: 中国科学院国防科技创新基金(CXJJ-17S025)

* E-mail: genghuah@mail.sitp.ac.cn; ** E-mail: zhang_pu_zhen@126.com

在实际应用中,由于光学及光电器件自身性能的非理想性而引起的干涉仪的非线性误差,直接限制了干涉测振系统的测量精度向纳米量级或更高精度发展^[6-8]。所以非线性误差的补偿已成为激光干涉测振系统领域研究的重点和热点。目前,针对非线性误差的补偿和校正,主要可以分为主动补偿方法和被动补偿方法。

主动补偿方法最主要的特点是对已获取的包含非线性误差的信号进行自适应校正。Heydemann^[9]于1981年提出了采用基于最小二乘法的椭圆拟合方法对含有三差(直流偏置误差、不等幅误差和非正交误差)的干涉信号进行处理,以获取三差的参数,进而通过补偿获得两路正交的信号,从而消除其非线性误差。此后针对变化的非线性误差,又出现了多种动态补偿方法^[10-13],这些方法的优点是数学对应关系明确,能够很好地抑制非线性误差,但计算量大,耗时长,实时性不强。Eom等^[14]将自动控制技术与Heydemann方法相结合,通过计算机进行椭圆拟合,并将三差反馈给补偿电路,在对补偿电路进行参数配置后可以令计算机终止反馈,从而实现了实时补偿。但该方法对补偿电路的精度要求较高,且补偿电路的参数需要多次反馈修正。德国联邦物理技术研究所的Dai等^[15]提出使用极值法来动态地对非线性误差进行补偿的构想,该方法通过检测大于一个周期的干涉信号极值,实时校正直流偏置误差和不等幅误差,以获得理想的正交信号,但该方法无法校正非正交误差,因此并没有将非线性误差最小化。哈尔滨工业大学的Hu等^[16]将戴高良提出的极值法与矢量相位校正运算相结合,通过现场可编程门阵列(FPGA)进行硬件实现,验证了该方法的实时性,并且抑制了非正交误差。

被动补偿方法最主要的特点是在测量前通过对光学、电子学元件进行精密调整来抑制非线性误差,以获得近似正交的干涉信号。Keem等^[17-18]提出了通过调整探测器的增益来减小非线性误差的方法,但仅局限于干涉信号的振幅及偏置不同的情况,对于非正交误差则无法补偿。Ahn等^[19]提出了调整波片位置的方法,该方法可以有效抑制干涉信号的非正交误差,但直流偏置误差和不等幅误差依然需要进一步消除。郭玄标^[20]、Hu等^[21]针对传统单频激光干涉仪光路中分光棱镜的分光不等与存在相移等问题,提出了一种改进型的单频激光干涉光路,有效抑制了因光学元件的非理想特性而引起的直流偏置误差,但该方法只能消除由光学元件的非理想特性引起的直流偏置

误差,无法消除补偿电路自身带来的直流偏置误差。以上这些被动补偿方法的实时性较强,但在测量前,补偿器需要针对被测目标的距离和表面反射率等因素进行精确的调节,且受测量环境影响较大,需要定期校准,所以误差补偿的效果往往会受影响。

本课题组对Dai等^[15]提出的极值法进行了改进,提出了一种基于伪极值法的非线性误差实时主动补偿方法:选用伪极值来替代极值进行直流偏置误差和不等幅误差的补偿,并通过矢量相位校正运算抑制非正交误差。该方法的优点在于降低了测量期间因激光器功率漂移、Abbe误差导致的失真正交信号椭圆轨迹螺旋化形变^[22],以及由数字信号传输误码造成的异常数据对非线性误差补偿的影响,实现了对干涉信号三差的主动补偿,在保持良好实时性的同时,获得了比传统极值法更好的非线性误差抑制效果。

2 基本原理

2.1 单频激光干涉测振系统的非线性误差

单频激光干涉测振系统的光路布局如图1所示,PBS1将激光器发出的线偏振激光分成参考光束与测量光束,被目标反射回来的测量光束与参考光束在1/4波片QWP3的偏振移相作用以及PBS2、PBS3的分光作用下,产生4路相位相差90°的干涉信号,并被光电二极管PD1~PD4接收。

在理想情况下,图中的光电二极管与跨阻放大器构成的平衡放大光电探测器将输出一组正交电信号 u_x 和 u_y :

$$\begin{cases} u_x = A_m \sin \varphi(t) \\ u_y = A_m \cos \varphi(t) \end{cases}, \quad (1)$$

式中: A_m 为交流振幅。根据正余弦信号可以解算出相位信息 $\varphi(t)$:

$$\varphi(t) = \begin{cases} \arctan[u_x(t)/u_y(t)] + 2\pi N(t), & u_x(t) > 0 \\ \arctan[u_x(t)/u_y(t)] + \pi + 2\pi N(t), & u_x(t) \leq 0 \end{cases}, \quad (2)$$

式中: $N(t) \in \mathbf{Z}$,整数 $N(t)$ 为相位 $\varphi(t)$ 变化的周期数。再通过激光波长可以计算得到目标振动的位移信息 $D(t)$:

$$D(t) = \frac{1}{2} \frac{\Delta\varphi(t)}{2\pi} \lambda = \frac{\varphi(t) - \varphi(0)}{4\pi} \lambda, \quad (3)$$

式中: λ 为激光波长。由此可进一步求得速度、加速度以及振动频率等参数。

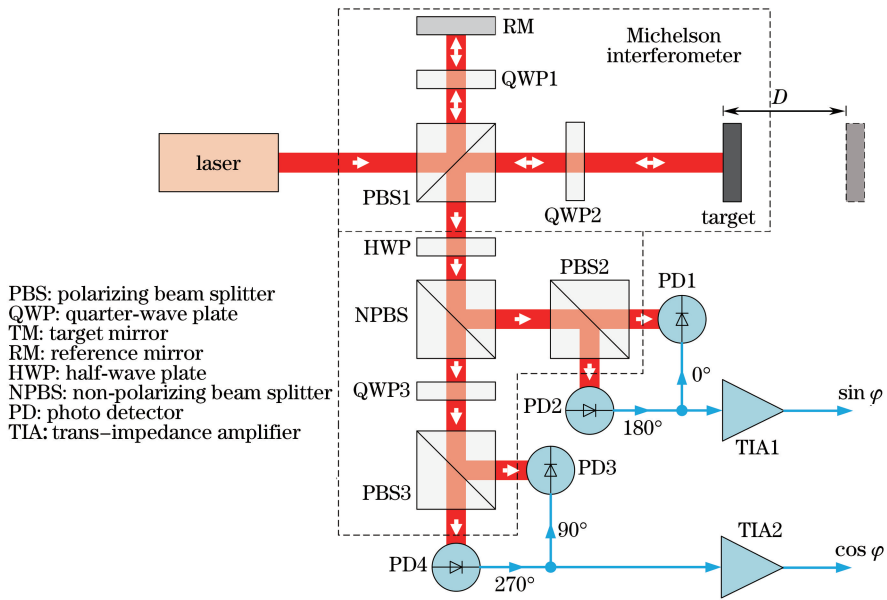


图1 单频激光干涉测振系统的光路原理图

Fig. 1 Optical path schematic of homodyne laser interferometer for vibration measurement

然而在实际情况下,由于光学及光电器件自身性能的非理想性,光电二极管与跨阻放大器构成的平衡放大光电探测器输出的是两路失真的正交信号 u_x^d 和 u_y^d :

$$\begin{cases} u_x^d = p + A_{m_x} \sin \varphi(t) \\ u_y^d = q + A_{m_y} \cos[\varphi(t) + \alpha] \end{cases}, \quad (4)$$

两路失真信号存在直流偏置误差 (p, q)、不等幅误差 (A_{m_x}, A_{m_y}) 和非正交误差 α 。

图 2(a) 为实际正交信号与理想正交信号的利萨如图。从图中可以看出,由于三差的存在,实际正交信号 u_x^d 和 u_y^d 的利萨如图呈椭圆形,而理想正交信号 u_x 和 u_y 的利萨如图为圆心在原点处的正圆。如果将实际正交信号 u_x^d 和 u_y^d 代入(2)式的理想模型来计算相位 $\varphi(t)$,则必然会产生严重的周期性误差,如图 2(b) 所示。

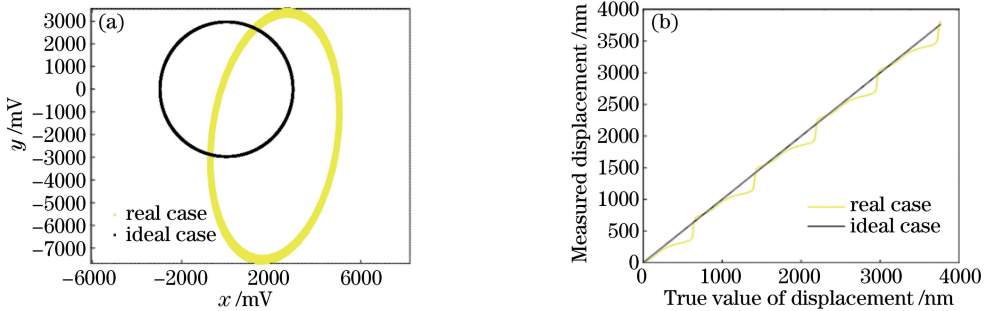


图2 实际正交信号与理想正交信号的(a)利萨如图和(b)位移测量图

Fig. 2 (a) Lissajous trajectories and (b) displacement measurement figure of quadrature signals in ideal case and real case

2.2 传统的非线性误差主动补偿方法

结合(1)式与(4)式可以推导出失真信号与理想信号存在如下关系:

$$\begin{cases} u_x^d = u_x + p \\ u_y^d = \frac{1}{r}(u_y \cos \alpha - u_x \sin \alpha) + q \end{cases}, \quad (5)$$

式中: $r = A_{m_x} / A_{m_y}$ 。

对于参数 p, q, r, α 的求解方法,一直以来都是激光干涉测振系统非线性误差补偿研究的核心问

题。针对这个问题,Heydemann^[9]提出了基于最小二乘法的椭圆拟合算法,根据失真信号 (u_x^d, u_y^d) 的利萨如图为椭圆形的特点,将拟合曲线设为椭圆方程:

$$A(u_x^d)^2 + B(u_y^d)^2 + C u_x^d u_y^d + D u_x^d + E u_y^d = 1, \quad (6)$$

式中:系数 A, B, C, D, E 可通过最小二乘法求得。之后根据(7)~(10)式可求出参数 p, q, r, α 。

(7)~(10)式的表达式为

$$p = \frac{2BD - EC}{C^2 - 4AB}, \quad (7)$$

$$q = \frac{2AE - DC}{C^2 - 4AB}, \quad (8)$$

$$r = \left(\frac{B}{A}\right)^{1/2}, \quad (9)$$

$$\alpha = \arcsin C(4AB)^{-1/2}. \quad (10)$$

将求得的参数 p, q, r, α 代入(5)式的反方程(11)式中便可得到校正后的零直流偏置、等振幅、正交的信号。

$$\begin{cases} u_x = u_x^d - p \\ u_y = \frac{1}{\cos \alpha} [(u_x^d - p) \sin \alpha + r(u_y^d - q)] \end{cases} \quad (11)$$

Heydemann 校正可以极大地抑制非线性误差,尤其是在测量时间内参数 p, q, r, α 不变的情况下,Heydemann 校正是一种理想的方法。然而 Heydemann 校正需要复杂的计算,所以该方法不满足实时性的要求,因此通常用作对干涉信号的后处理。对此,Dai 等^[15]提出了一种折中的非线性误差补偿方法,该方法假定非正交误差 $\alpha = 0$,只对直流偏置误差(p, q)和不等幅误差 r 进行校正,对于参数 p, q, r 采用极值法求解,表达式如下:

$$p = \frac{u_{x \max}^d + u_{x \min}^d}{2}, \quad (12)$$

$$q = \frac{u_{y \max}^d + u_{y \min}^d}{2}, \quad (13)$$

$$r = \frac{u_{x \max}^d - u_{x \min}^d}{u_{y \max}^d - u_{y \min}^d} = \frac{A_{m_x}}{A_{m_y}}. \quad (14)$$

这种基于极值法的非线性误差动态补偿方法具有良好的实时性,但却是以牺牲精确性为代价的,除了没有校正非正交误差外,在测量期间由于激光器功率漂移、Abbe 误差导致的干涉信号椭圆轨迹螺旋化形变以及数字信号传输误码造成的异常数据,都会对极值法产生较大干扰,从而降低了直流偏置误差和不等幅误差校正的有效性。

2.3 基于伪极值法的非线性误差实时主动补偿方法

针对在使用传统极值法进行非线性误差补偿时存在的问题,本课题组提出了一种基于伪极值法的非线性误差实时主动补偿方法,该方法使用伪极值替代(12)~(14)式中的极值来计算直流偏置误差(p, q)和不等幅误差 r ,并通过矢量相位校正运算抑制非正交误差。

基于伪极值法的非线性误差实时主动补偿方法

需要预先获取一组实验数据用于确定伪极值在失真的正交信号序列 u_x^d 和 u_y^d 中按大小排列的相对位置,具体做法为:对于一组实测信号数据点(u_x^d, u_y^d),进行基于最小二乘法的椭圆拟合(如图3所示),把与椭圆拟合曲线的 x 轴、 y 轴坐标极值点接近的干涉信号数据点标记为 point 1、point 2、point 3 和 point 4。用 point 1 的 x 轴坐标 $u_{x \text{ pmax}}^d$ 代替本组实测信号数据点 x 轴坐标极大值 $u_{x \max}^d$ 。同理可以得到 $u_{x \min}^d$ 的代替值 $u_{x \text{ pmin}}^d$ 、 $u_{y \max}^d$ 的代替值 $u_{y \text{ pmax}}^d$ 和 $u_{y \min}^d$ 的代替值 $u_{y \text{ pmin}}^d$,这组代替值便被称为伪极值。

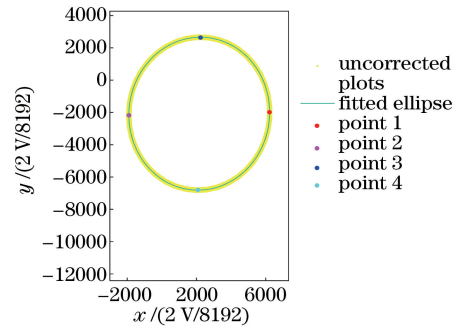


图3 失真的正交信号的椭圆拟合曲线及伪极值点的标定
Fig. 3 Ellipse fitted curve of distorted quadrature signals and calibration of pseudo extremums

将序列 u_x^d 与 u_y^d 的值分别按从小到大的顺序排列得到新序列 $u_{x \text{ sort}}^d(n)$ 与 $u_{y \text{ sort}}^d(n)$, 求出 $u_{x \text{ pmax}}^d$ 和 $u_{x \text{ pmin}}^d$ 在 $u_{x \text{ sort}}^d$ 中的位置,记作 $u_{x \text{ sort}}^d(n_{x \text{ pmax}})$ 和 $u_{x \text{ sort}}^d(n_{x \text{ pmin}})$ 。同理可以得到 $u_{y \text{ sort}}^d(n_{y \text{ pmax}})$ 和 $u_{y \text{ sort}}^d(n_{y \text{ pmin}})$,并将参数 $n_{x \text{ pmax}}, n_{x \text{ pmin}}, n_{y \text{ pmax}}$ 和 $n_{y \text{ pmin}}$ 作为常数,在测量条件基本不变的情况下,对此后测得的失真正交信号不再进行基于最小二乘法的椭圆拟合,而是直接通过排序的方法求 $u_{x \text{ sort}}^d(n_{x \text{ pmax}})$ 、 $u_{x \text{ sort}}^d(n_{x \text{ pmin}})$ 、 $u_{y \text{ sort}}^d(n_{y \text{ pmax}})$ 和 $u_{y \text{ sort}}^d(n_{y \text{ pmin}})$,并以此作为伪极值代入(15)~(17)式求出直流偏置误差(p, q)和不等幅误差 r ,并通过(18)式消除这两种误差。(15)~(18)式的表达式为

$$p = \frac{u_{x \text{ sort}}^d(n_{x \text{ pmax}}) + u_{x \text{ sort}}^d(n_{x \text{ pmin}})}{2}, \quad (15)$$

$$q = \frac{u_{y \text{ sort}}^d(n_{y \text{ pmax}}) + u_{y \text{ sort}}^d(n_{y \text{ pmin}})}{2}, \quad (16)$$

$$r = \frac{u_{x \text{ sort}}^d(n_{x \text{ pmax}}) - u_{x \text{ sort}}^d(n_{x \text{ pmin}})}{u_{y \text{ sort}}^d(n_{y \text{ pmax}}) - u_{y \text{ sort}}^d(n_{y \text{ pmin}})} = \frac{A_{m_x}}{A_{m_y}}, \quad (17)$$

$$\begin{cases} u_{x1} = u_x^d - p = A_{m_x} \sin \varphi(t) \\ u_{y1} = r(u_y^d - q) = A_{m_x} \cos[\varphi(t) + \alpha] \end{cases} \quad (18)$$

为了进一步消除非正交误差 α ,利用菱形对角线正交的性质对 u_{x1} 和 u_{y1} 进行矢量相位校正运算,可以获得一组完全正交的信号 u_{x2} 和 u_{y2} :

$$\begin{cases} u_{x2} = u_{y1} + u_{x1} = \\ 2A_{m,x} \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\alpha}{2}\right) \sin\left[\varphi(t) + \frac{\pi}{4} - \frac{\alpha}{2}\right] \\ u_{y2} = u_{y1} - u_{x1} = \\ 2A_{m,x} \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\alpha}{2}\right) \cos\left[\varphi(t) + \frac{\pi}{4} - \frac{\alpha}{2}\right] \end{cases} \quad (19)$$

$$\begin{cases} u_{x3} = u_{x2} = A_m \sin\left[\varphi(t) + \frac{\pi}{4} - \frac{\alpha}{2}\right] \\ u_{y3} = \frac{u_{x2 \text{ sort}(n_{x \text{ pmax}})} - u_{x2 \text{ sort}(n_{x \text{ pmin}})}}{u_{y2 \text{ sort}(n_{y \text{ pmax}})} - u_{y2 \text{ sort}(n_{y \text{ pmin}})}} u_{y2} = A_m \cos\left[\varphi(t) + \frac{\pi}{4} - \frac{\alpha}{2}\right] \end{cases}, \quad (20)$$

式中： $u_{x2 \text{ sort}}$ 和 $u_{y2 \text{ sort}}$ 为将序列 u_{x2} 与 u_{y2} 的值分别按从小到大的顺序排列得到的新序列； $A_m = 2A_{m,x} \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\alpha}{2}\right)$ 。

值得注意的是，伪极值法与极值法一样，适用于在测量期间目标位移大于一个激光波长的情况，也就是正交信号在利萨如图中的轨迹需要超过一个圆周。

3 数值仿真与分析

本课题组通过数值仿真来说明基于伪极值法的非线性误差实时主动补偿方法的有效性。为了体现在测量期间由于激光器功率漂移以及 Abbe 误差导致的干涉信号椭圆轨迹形变，采用 Hu 等^[22]提出的轻微螺旋化椭圆模型来仿真未校正的干涉信号，函数形式为：

$$\begin{cases} u_x^d = p + A_{m,x}(t) \sin \varphi(t) \\ u_y^d = q + A_{m,y}(t) \cos[\varphi(t) + \alpha] \end{cases}, \quad (21)$$

仿真对干涉信号的采样频率为 154 kHz，采样时间为 0.1 s。使用(22)式中的参数获得仿真干涉信号，并以此来标定伪极值的位置。(22)式的表达式为

$$\begin{cases} p = 2200 \\ q = -2100 \\ A_{m,x}(t) = 4000 \times (1 + 0.5t) \\ A_{m,y}(t) = 4600 \times (1 + 0.5t) \\ \alpha = -3^\circ \\ \varphi(t) = 2\pi \times 4000t \end{cases} \quad (22)$$

其他参数不变，改变 $A_{m,x}(t)$ 与 $A_{m,y}(t)$ 得到新的仿真干涉信号。 $A_{m,x}(t)$ 与 $A_{m,y}(t)$ 的表达式为

$$\begin{cases} A_{m,x}(t) = 4000 \times (1 - 0.6t) \\ A_{m,y}(t) = 4600 \times (1 - 0.6t) \end{cases} \quad (23)$$

图 4 展示了未进行非线性误差补偿的仿真正交信号数据点(黄色)、基于最小二乘法的椭圆拟合曲

可以看到，矢量相位校正运算改变了两路正交信号的初相，但在测量振动位移时，波长计数算法是通过计算相位的变化来实现的，所以初相的改变不会对测量产生影响，而由矢量相位校正运算引入的不等幅误差可再次通过伪极值法调整幅值来消除，如(20)式所示，最终得到 u_{x3} 和 u_{y3} ，实现了对干涉信号三差的主动补偿。(20)式的表达式为

线、使用 Heydemann 方法校正过的数据点(红色)以及使用本课题组提出的伪极值法结合矢量相位校正运算获得的数据点(蓝色)。可以看到：在校正前，失真的正交信号的利萨如图是个圆心不在原点(0, 0)的椭圆；使用 Heydemann 方法或本课题组提出的伪极值法结合矢量相位校正运算后，信号的利萨如图被校正为圆心在原点(0, 0)的正圆。需要说明的是，上述两种校正算法所得的半径不同是由不等幅误差校正与矢量相位校正运算造成的，但这并不会对测量造成影响。

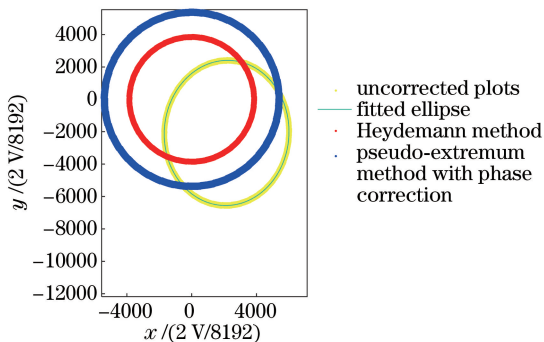


图 4 仿真正交信号在校正前后的利萨如图

Fig. 4 Lissajous trajectories of simulated quadrature signals before and after correction

Heydemann 方法、极值法以及伪极值法结合矢量相位校正运算的方法在激光波长 $\lambda = 1550 \text{ nm}$ 时的剩余误差如图 5 所示。从图中可以看出：伪极值法结合矢量相位校正运算对非线性误差的抑制效果明显优于极值法；Heydemann 方法由于使用了复杂的计算，所以补偿效果最佳，周期性剩余误差峰峰值小于 0.1 nm。

4 实验结果

4.1 单频激光干涉测振系统的搭建与实验条件

实验搭建的光纤式单频激光干涉测振系统如

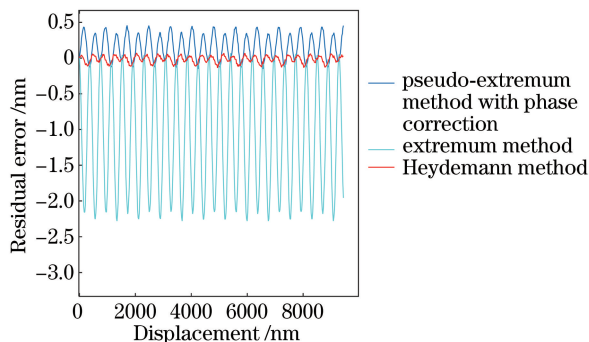


图5 三种补偿方法的仿真剩余误差

Fig. 5 Residual error of three compensation methods in simulation

图6所示。采用波长为1550 nm的光纤式单频激光器(Rock Module, NP Photonics公司,线宽小于700 Hz,输出功率为25 mW)作为光源;探测光束与参考光束在90°光学桥接器(COH24, Kylaia公司)中发生干涉,产生的4路干涉信号由平衡放大光

电探测器(PDB440C, Thorlabs公司)接收;平衡放大光电探测器输出的电信号经自主设计的数据采集卡上的双通道14-bit模拟数字转换器(ADC)(AD9248, ADI公司)采样,并转换成数字信号后交由后端的数字信号处理部分。实验采用苏州迈客荣公司生产的铅钛酸铅(PZT)微位移平台MPT-1JN/RL104(行程范围为200 μm)以及微位移平台控制器PPC-1CR0150,将微位移平台控制器配置为模拟工作模式,从而可以通过外部函数信号发生器发出的电压波形来控制PZT微位移平台的运动。将ADC采样频率设定为 $\frac{100 \text{ MHz}}{650} \approx 154 \text{ kHz}$,对应可测目标运动的最大速度为0.06 m/s,每组数据采样16384个点,采样时间约为0.1 s。在考虑数据采集卡与平衡放大光电探测器噪声的情况下,ADC两个通道的实际分辨率均为10.7 bit,对应的位移分辨率为0.05 nm。

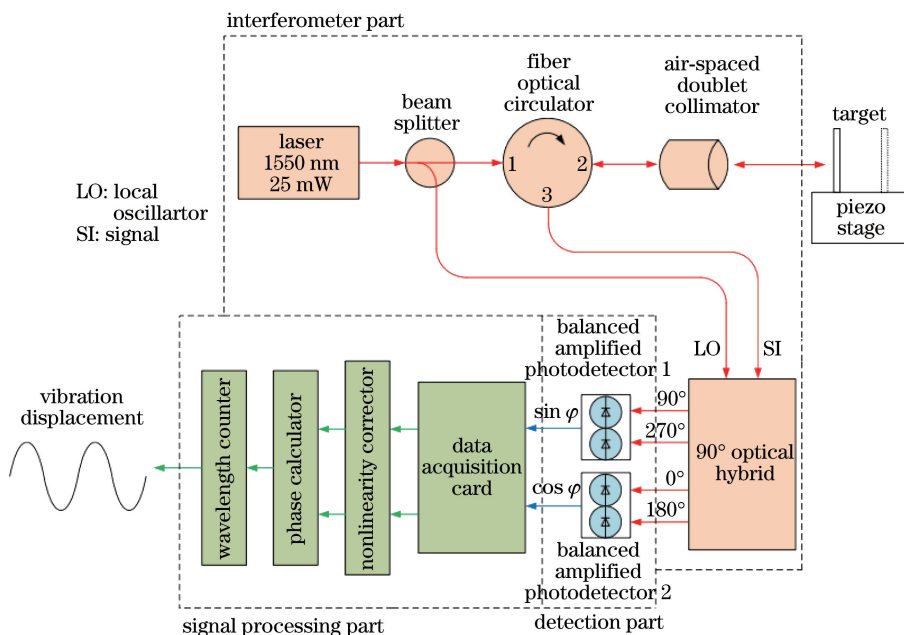


图6 光纤式单频激光干涉测振系统示意图

Fig. 6 Schematic of system for vibration measurement based on fiber homodyne laser interferometer

4.2 伪极值标定实验

令函数信号发生器生成频率为80 Hz的正弦电压波形,电压范围为[0.2 V, 1.0 V],将本次数据用于标定伪极值的位置,得到搭建的单频激光干涉测振系统的4个伪极值的位置参数为

$$\begin{cases} n_{x\text{pmax}} = 15822 \\ n_{x\text{pmin}} = 377 \\ n_{y\text{pmax}} = 16058^\circ \\ n_{y\text{pmin}} = 445 \end{cases} \quad (24)$$

这4个位置参数在接下来的实验中保持不变。

4.3 三种非线性误差补偿方法效果的对比与分析

将函数信号发生器生成的正弦电压波形频率改为30 Hz,其余设置不变。图7展示了未进行非线性误差补偿的原始干涉信号序列数据点(黄色)、基于最小二乘法的椭圆拟合曲线、使用Heydemann方法校正过的数据点(红色)以及使用本课题组提出的伪极值法结合矢量相位校正运算所获得的数据点(蓝色)。

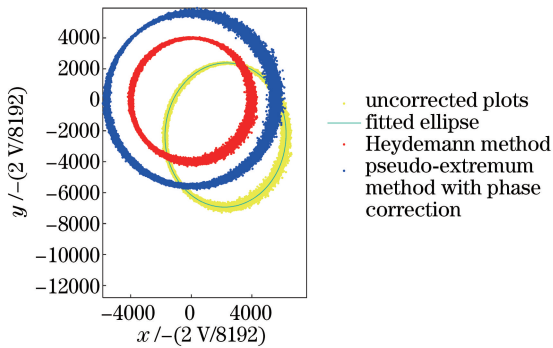


图7 实测正交信号在校正前后的利萨如图

Fig. 7 Lissajous trajectories of experimental quadrature signals before and after correction

分别将使用 Heydemann 方法、极值法、伪极值法以及伪极值法结合矢量相位校正运算方法校正过

的正交信号通过波长计数算法计算出振动目标在 0.1 s 内的位移,结果如图 8 所示。

根据本课题组的仿真结果以及之前学者的研究可知,Heydemann 方法具有较高的精度,所以在不具备更高精确度测量手段的情况下,本课题组把使用 Heydemann 方法得到的位移曲线作为目标振动位移的真值,通过伪极值法结合矢量相位校正运算方法求出剩余误差,并与其他几种补偿方法得到的剩余误差作对比,结果如图 9 所示。从图 9 中可以看出:极值法的周期性剩余误差峰峰值将近 10 nm;在使用本课题组提出的伪极值法后,周期性剩余误差峰峰值大幅降低至 2 nm 左右;在此基础上结合矢量相位校正运算可将周期性剩余误差峰峰值进一步降低至 0.8 nm。实验测量结果与仿真结果基本吻合。

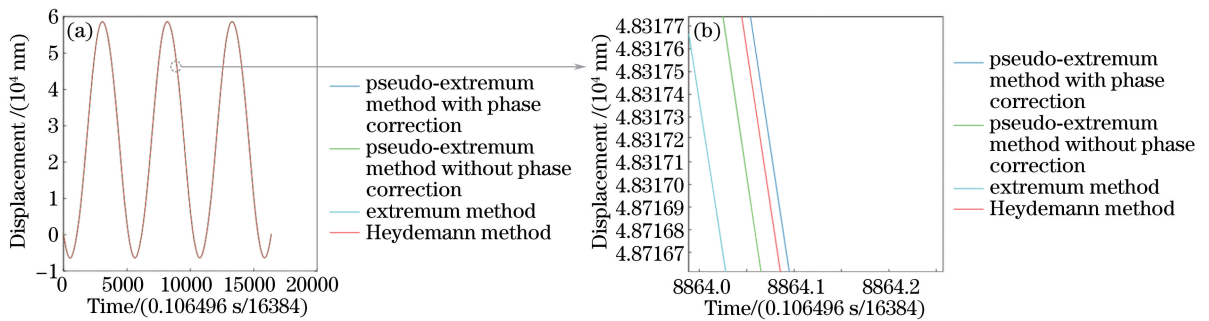


图8 使用4种不同算法得到的振动位移。(a)整图;(b)部分放大

Fig. 8 Displacements of vibrating target evaluated by four compensation methods. (a) Whole view; (b) partial enlarged view

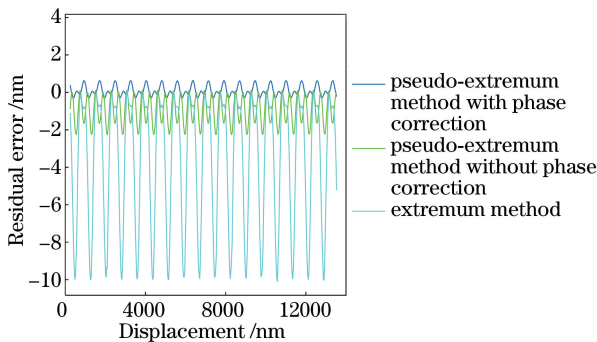


图9 三种补偿方法的剩余误差

Fig. 9 Residual error from three compensation methods

5 结 论

本课题组提出的基于伪极值法的非线性误差补偿方法降低了测量期间因激光器功率漂移、Abbe 误差导致的正交信号椭圆轨迹螺旋化形变,以及因数字信号传输误码造成的异常数据对非线性误差补偿的影响。在本课题组搭建的单频激光干涉测振系统中,使用伪极值法结合矢量相位校正运算方法可将周期性剩余误差峰峰值降低至 0.8 nm,比传统的

极值法具有更好的非线性误差抑制效果,提高了单频激光干涉测振系统的测量精度;且该方法不需要复杂的计算,实时性较好。

参 考 文 献

- [1] Xing C Q. Research on non-contact vibration measurement technology based on optical fiber interferometer [D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2013: 1-3.
邢传奇. 基于光纤干涉仪的非接触振动测试技术研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2013: 1-3.
- [2] Li N, Han X J, Li J H. Ground testing method for spacecraft micro-vibration signals [J]. Spacecraft Environment Engineering, 2011, 28(1): 67-71.
李宁, 韩晓健, 李俊慧. 航天器微振动信号的地面测试方法[J]. 航天器环境工程, 2011, 28(1): 67-71.
- [3] Zhang H Y, Zhao C M, Jiang Q J, *et al.* Laser detection on micro-doppler effect in coherent lidar [J]. Chinese Journal of Lasers, 2008, 35(12): 1981-1985.
张海洋, 赵长明, 蒋奇君, 等. 基于相干激光雷达的激光微多普勒探测[J]. 中国激光, 2008, 35(12):

- 1981-1985.
- [4] Hou W M, Zhang Y B, Le Y F, *et al.* Elimination of the nonlinearity of heterodyne displacement interferometers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2012, 39(9): 0908006.
侯文玫, 张运波, 乐燕芬, 等. 外差激光干涉测长非线性误差的消除[J]. 中国激光, 2012, 39(9): 0908006.
- [5] Zeng W, Chen P F, Zhu M Z. Review and outlook on laser vibration measurement[J]. OME Information, 2005(5): 16-19.
曾为, 陈培峰, 朱明珠. 激光振动测量的发展与展望[J]. 光机电信息, 2005(5): 16-19.
- [6] Li L Y, Wu B, Yuan Y G, *et al.* Research on nonlinear error compensation method for single-frequency laser interferometer [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(7): 0726003.
李立艳, 吴冰, 苑勇贵, 等. 单频激光干涉仪非线性误差补偿方法研究[J]. 光学学报, 2011, 31(7): 0726003.
- [7] Le Y F, Ju A S. Analysis and measurement of the nonlinear errors in heterodyne interferometers [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2016, 53(5): 051203.
乐燕芬, 句爱松. 外差激光干涉仪非线性误差分析及测量[J]. 激光与光电子学进展, 2016, 53(5): 051203.
- [8] Deng Y L, Li X J, Geng Y F, *et al.* Influence of nonpolarizing beam splitters on nonlinear error in heterodyne interferometers[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(11): 1112008.
邓元龙, 李学金, 耿优福, 等. 非偏振分光镜对外差干涉仪非线性误差的影响[J]. 光学学报, 2012, 32(11): 1112008.
- [9] Heydemann P L. Determination and correction of quadrature fringe measurement errors in interferometers[J]. Applied Optics, 1981, 20(19): 3382-3384.
- [10] Kim J A, Kim J W, Kang C S, *et al.* Technical design note: a digital signal processing module for real-time compensation of nonlinearity in a homodyne interferometer using a field-programmable gate array [J]. Measurement Science and Technology, 2009, 20(1): 017003.
- [11] Li Z, Herrmann K, Pohlenz F. A neural network approach to correcting nonlinearity in optical interferometers [J]. Measurement Science and Technology, 2003, 14(3): 376-381.
- [12] Požar T, Možina J. Enhanced ellipse fitting in a two-detector homodyne quadrature laser interferometer [J]. Measurement Science and Technology, 2011, 22(8): 085301.
- [13] Köning R, Wimmer G, Witkovský V. Ellipse fitting by nonlinear constraints to demodulate quadrature homodyne interferometer signals and to determine the statistical uncertainty of the interferometric phase [J]. Measurement Science and Technology, 2014, 25(11): 115001.
- [14] Eom T B, Kim J Y, Jeong K. The dynamic compensation of nonlinearity in a homodyne laser interferometer [J]. Measurement Science and Technology, 2001, 12(10): 1734-1738.
- [15] Dai G L, Pohlenz F, Danzebrink H, *et al.* Improving the performance of interferometers in metrological scanning probe microscopes [J]. Measurement Science and Technology, 2004, 15(2): 444-450.
- [16] Hu P C, Zhu J H, Guo X B, *et al.* Compensation for the variable cyclic error in homodyne laser interferometers [J]. Sensors, 2015, 15(2): 3090-3106.
- [17] Keem T, Gonda S, Misumi I, *et al.* Removing nonlinearity of a homodyne interferometer by adjusting the gains of its quadrature detector systems [J]. Applied Optics, 2004, 43(12): 2443-2448.
- [18] Keem T, Gonda S, Misumi I, *et al.* Simple, real-time method for removing the cyclic error of a homodyne interferometer with a quadrature detector system[J]. Applied Optics, 2005, 44(17): 3492-3498.
- [19] Ahn J, Kim J A, Kang C S, *et al.* A passive method to compensate nonlinearity in a homodyne interferometer[J]. Optics Express, 2009, 17(25): 23299-23308.
- [20] Guo X B. Research on key technology of homodyne laser interference vibration measurement [D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2015: 21-24.
郭玄标. 单频激光干涉测振关键技术研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2015: 21-24.
- [21] Hu P C, Zhu J H, Zhai X Y, *et al.* DC-offset-free homodyne interferometer and its nonlinearity compensation[J]. Optics Express, 2015, 23(7): 8399-8408.
- [22] Hu P C, Pollinger F, Meiners-Hagen K, *et al.* Fine correction of nonlinearity in homodyne interferometry [J]. Proceedings of SPIE, 2010, 7544: 75444E.